Н.Б.Викторова[1], Ю.И. Ожигов[2], Н.А. Сковорода[3], К.Н.Скурат[4]

АНАЛИТИЧЕСКОЕ РЕШЕНИЕ ОСНОВНОГО КВАНТОВОГО УРАВНЕНИЯ ДЛЯ МОДЕЛИ ДЖЕЙНСА-КАММИНГСА[*]

Введение

Принципиальная особенность квантовой электродинамики (КЭД) состоит в колоссальной скорости роста вычислительных ресурсов, необходимых для моделирования процессов взаимодействия вещества и света в общем случае, представляющем практический интерес. В аналитическом виде решены только простейшие, модельные задачи, в которых один заряд взаимодействует с полем. Корректность КЭД (возможность перенормировок зарядов для нейтрализации расходимостей рядов амплитуд фундаментальных процессов) доказана Н.Н.Боголюбовым в 1955 году только для случая одного заряда, взаимодействующего с полем. Поэтому особую важность представляют математические модели, описывающие взаимодействие зарядов и поля в возможно более компактном виде. Для компьютерного моделирования необходимы вообще только конечномерные модели КЭД.

Такие модели появились в конце 60-х годов 20 века: модель Джейнса-Каммингса и Тависа-Каммингса, описывающие взаимодействие нескольких двухуровневых атомов с одномодовым полем в оптической полости. В данной работе приводится точное аналитическое решение модели Джейнса-Каммингса для неидеальной полости, допускающей вылет фотона. Ценность такого решения в том, что оно описывает основной канал декогерентности, возникающей из-за вылета фотона за пределы полости. Такое описание декогерентности важно для теории квантового компьютера, для которого именно декогерентность представляет основную трудность.

Описание модели

Рассматривается резонатор, содержащий один атом, в рамках модели Джейнса-Каммингса с приближением вращающейся волны (RWA).

[1] РГГУ, ИИНТБ, кафедра ФПМ, nbvictorova@list.ru
[2] МГУ, ВМК, кафедра СКВ, ozhigov@cs.msu.su
[3] МГУ, ВМК, кафедра СКВ, Chalkerx@gmail.com
[4] РГГУ, ИИНТБ, кафедра фундаментальной и прикладной математики lorinsinho@mail.ru

[*] Работа частично поддержана Российским Фондом Фундаментальных Исследований, грант а-18-01-00695.

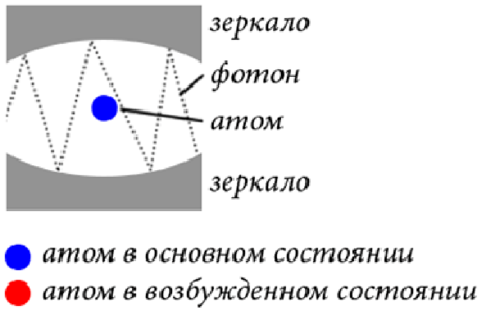


Рис.1. JCM-модель с одним атомом и фотоном

Имеем двухкубитную систему $|ph, at\rangle$, в которой за состояние атома отвечает правый кубит, а за состояние фотона – левый:

- атом в такой модели может находиться в основном состоянии (ground state) и в возбужденном состоянии (excited state);
- фотон либо есть в такой системе, либо его нет.

Такая система имеет 3 базисных состояния: $|01\rangle$, $|10\rangle$, $|00\rangle$. На рис.2-4 изображены оптические резонаторы в данных состояниях.

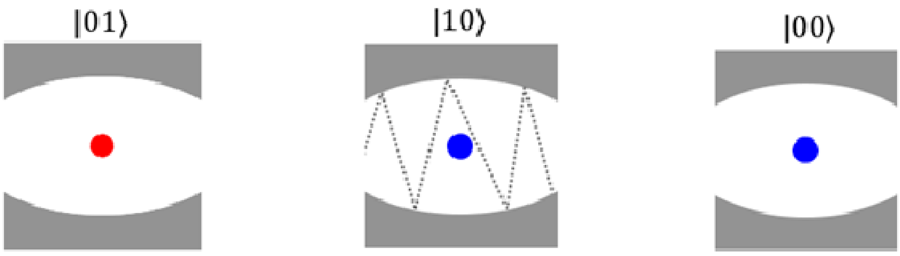


Рис.2-4.

$|01\rangle$ – *атом в возбуждённом состоянии, т.е. он поглотил фотон;*

$|10\rangle$ – *атом в основном состоянии, фотон в полости;*

$|00\rangle$ – *атом в основном состоянии, фотона вылетел.*

Зададим базисные состояния модели векторами

$$|10\rangle = (1,0,0)^t,\ |01\rangle = (0,1,0)^t,\ |00\rangle = (0,0,1)^t.$$

Договоримся считать, что в начальный момент времени $t=0$ атом находится с вероятностью 1 в состоянии возбуждения, т.е. вся система находится в базисном состоянии $|01\rangle$. Определим a^+, a – операторы рождения и уничтожения фотона, действующие на состояние с n фотонами формулами $a|n\rangle = \sqrt{n}|n-1\rangle$, $a^+|n\rangle = \sqrt{n+1}|n+1\rangle$. Тогда оператор a^+a соответствует количеству фотонов и действует на их состояния в виде $a^+a|n\rangle = n|n\rangle$. Аналогично в однокубитной системе при $n = 0, 1$ действуют и

σ^{+}, σ – операторы возбуждения и уничтожения возбуждения атомов. Опишем все процессы, происходящие в системе.

1) Фотон поглощается атомом. За это отвечает оператор уничтожения фотона a (применяется к первому кубиту, отвечающему за фотон):

$$\begin{cases} a|10\rangle = |00\rangle \\ a|01\rangle = 0 \\ a|00\rangle = 0 \end{cases} \quad \text{и получаем матрицу оператора } a = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

Аналогично, когда атом испускает фотон, находим матрицу оператора рождения фотона a^{+}:

$$\begin{cases} a^{+}|10\rangle = 0 \\ a^{+}|01\rangle = 0 \\ a^{+}|00\rangle = |10\rangle \end{cases}, \quad a^{+} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

2) Атом переходит из возбужденного состояния в основное. За это отвечает оператор уничтожения возбуждения σ (применяется ко второму кубиту, отвечающему за атом). Аналогично, когда атом переходит из спокойного состояния в возбужденное, находим матрицу оператора возбуждения σ^{+}.

$$\sigma = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma^{+} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

Оператор полной энергии (гамильтониан) данной модели H имеет вид

$$H = H_{ph} + H_{at} + H_{int},$$

где $H_{ph} = \hbar\omega_{ph}\, a^{+}a$ – энергия фотона, $H_{at} = \hbar\omega_{at}\, \sigma^{+}\sigma$ – энергия атома, $H_{int} = g\left(a^{+}\sigma + a\sigma^{+}\right)$ – энергия взаимодействия атома и фотона. В данном работе исследования проводятся при условиях равенства частоты фотона и атома $\omega_{ph} = \omega_{at} = \omega$ и $\frac{g}{\omega} \ll 1$, такие условия называются приближением вращающейся волны (RWA), g – частота Раби, характеризующая взаимодействие атома с фотоном, $\hbar$ – постоянная Дирака ($\approx 10^{-27}$ эрг·сек). Тогда

$$H = \hbar\omega\, a^{+}a + \hbar\omega\, \sigma^{+}\sigma + g\left(a^{+}\sigma + a\sigma^{+}\right) = \begin{pmatrix} \hbar\omega & g & 0 \\ g & \hbar\omega & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

Динамика квантовой системы описывается с помощью уравнения Шредингера. В общем случае оно имеет вид

$$i\hbar\frac{\partial|\psi(t)\rangle}{\partial t}=H|\psi(t)\rangle,$$

где $|\psi(t)\rangle$ – волновой вектор. Уравнением Шредингера для матрицы плотности является уравнение $i\hbar\dot{\rho}(t)=[H,\rho]$, где $\rho(\mathrm{t})=|\psi(t)\rangle\langle\psi(t)|$ – оператор плотности, отвечающий чистому состоянию $|\psi\rangle$, $[H,\rho]=H\rho-\rho H$ – коммутатор.

Уравнение Шредингера описывает унитарную эволюцию квантовых состояний, тогда как уравнение Линдблада для матрицы плотности ρ описывает неунитарную (необратимую) эволюцию системы. Оно записывается в виде

$$i\hbar\dot{\rho}(t)=[H,\rho]+i\mathcal{L}(\rho),\quad \mathcal{L}(\rho)=\gamma\left(A\rho A^{*}-\frac{1}{2}\{\rho,A^{*}A\}\right),\tag{1}$$

где A – оператор Линдблада, в данном случае, оператор уничтожения фотона a, сопряжённый ему оператор A^{*} здесь оператор рождения фотона a^{+} в полости, $\mathcal{L}(\rho)$ – оператор декогерентности, описывающий контакт нашей системы с внешней средой, $\{\mathrm{A},\mathrm{B}\}=\mathrm{AB}+\mathrm{BA}$ – антикоммутатор, γ – интенсивность.

$$\rho(t)=\begin{pmatrix} a(t) & d(t) & f(t)\\ \overline{d(t)} & b(t) & e(t)\\ \overline{f(t)} & \overline{e(t)} & c(t)\end{pmatrix},\ \rho(0)=\begin{pmatrix}0&0&0\\0&1&0\\0&0&0\end{pmatrix}.$$

Она является эрмитовой, т.е. элементы $a(t),b(t),c(t)\in R$, где $a(t)$ – вероятность населенности резонатора, $b(t)$ – вероятности возбуждения атома, $c(t)$ – вероятность населённости стока. Мы имеем:

$$tr(\rho(t))=a(t)+b(t)+c(t)=1.$$

В данной матрице находим её элементы. Будем считать, что $f(t)=e(t)=0$. Функция $d=d_1+id_2$ и

$$[H,\rho]=H\rho-\rho H=\begin{pmatrix} g(\bar{d}-d) & g(b-a) & 0\\ g(a-b) & g(d-\bar{d}) & 0\\ 0 & 0 & 0\end{pmatrix}=\begin{pmatrix} -2igd_2 & g(b-a) & 0\\ g(a-b) & 2igd_2 & 0\\ 0&0&0\end{pmatrix},$$

$$\mathcal{L}(\rho)=\gamma\left(a\rho a^{+}-\frac{1}{2}\{\rho,a^{+}a\}\right)=\begin{pmatrix} -a\gamma & -\frac{(d_1+\mathrm{i}d_2)\gamma}{2} & 0\\ -\frac{(d_1-\mathrm{i}d_2)\gamma}{2} & 0 & 0\\ 0 & 0 & a\gamma\end{pmatrix}.$$

Возможны случаи $\gamma = 0$, когда взаимодействия между внешней средой и резонатором не происходит и, соответственно, $\mathcal{L}(\rho) = 0$ и $\gamma \neq 0$. Рассмотрим их ниже.

Рассмотрим случай $\gamma = 0$. Стока нет. Исходя из этого, уравнение Линдблада (1) преобразуется в уравнение Шредингера для матрицы плотности $i\hbar\dot{\rho}(t) = [H, \rho]$.

$$i\hbar\dot{\rho} = \begin{pmatrix} i\hbar\dot{a} & i\hbar\dot{d} & 0 \\ i\hbar\dot{\overline{d}} & i\hbar\dot{b} & 0 \\ 0 & 0 & i\hbar\dot{c} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -2igd_2 & g(b-a) & 0 \\ g(a-b) & 2igd_2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

Получаем системы линейных дифференциальных уравнений

$$\begin{cases} \dot{a} = -\dfrac{2g}{\hbar} d_2 \\ \dot{b} = \dfrac{2g}{\hbar} d_2 \\ \dot{d}_1 = 0 \\ \dot{d}_2 = \dfrac{g}{\hbar} a - \dfrac{g}{\hbar} b \\ \dot{c} = 0 \end{cases}$$

с начальными условиями $a(0) = 0, b(0) = 1, d_1(0) = 0, d_2(0) = 0, c(0) = 0.$

Имеем решение данной задачи Коши $\begin{cases} a(t) = \sin^2\left(\dfrac{gt}{\hbar}\right) \\ b(t) = \cos^2\left(\dfrac{gt}{\hbar}\right) \\ c(t) = 0 \\ d_2(t) = -\dfrac{1}{2}\sin\left(\dfrac{2gt}{\hbar}\right) \\ d_1(t) = 0 \end{cases}.$

Видно, что в момент времени $t = 0$ в резонаторе атом находится в возбужденном состоянии ($a(0) = 0, b(0) = 1$). Вероятности $a(t) + b(t) = 1,\ c(t) = 0.$ В результате при $\gamma = 0$ происходят рабиевские осцилляции внутри резонатора, фотон не вылетает за пределы резонатора.

Далее рассматриваем случай, когда интенсивность $\gamma \neq 0$. Сток есть. В этом случае записываем уравнение (1). Учитывая, что $d = d_1 + \mathrm{i}d_2, \overline{d} = d_1 - \mathrm{i}d_2, \dot{d} = \dot{d}_1 + i\dot{d}_2, \dot{\overline{d}} = \dot{d}_1 - i\dot{d}_2$, имеем

$$i\hbar\dot{\rho}=\begin{pmatrix} i\hbar\dot{a} & i\hbar\dot{d} & 0 \\ i\hbar\dot{\overline{d}} & i\hbar\dot{b} & 0 \\ 0 & 0 & i\hbar\dot{c} \end{pmatrix}=\begin{pmatrix} i\hbar\dot{a} & i\hbar\dot{d}_1-\hbar\dot{d}_2 & 0 \\ i\hbar\dot{d}_1+\hbar\dot{d}_2 & i\hbar\dot{b} & 0 \\ 0 & 0 & i\hbar\dot{c} \end{pmatrix}=[H,\rho]+i\mathcal{L}(\rho)=$$

$$=\begin{pmatrix} -2igd_2-ia\gamma & g(b-a)-id_1\frac{\gamma}{2}+d_2\frac{\gamma}{2} & 0 \\ g(a-b)-id_1\frac{\gamma}{2}-d_2\frac{\gamma}{2} & 2igd_2 & 0 \\ 0 & 0 & ia\gamma \end{pmatrix}.$$

Приравниваем левую и правую части и после упрощений получаем систему дифференциальных уравнений

$$\begin{cases} \dot{a}=-\frac{\gamma}{\hbar}a-\frac{2g}{\hbar}d_2 \\ \dot{b}=\frac{2g}{\hbar}d_2 \\ \dot{d}_1=-\frac{\gamma}{2\hbar}d_1 \\ \dot{d}_2=\frac{g}{\hbar}a-\frac{g}{\hbar}b-\frac{\gamma}{2\hbar}d_2 \\ \dot{c}=\frac{\gamma}{\hbar}a \end{cases} \tag{2}$$

с начальными условиями $a(0)=0, b(0)=1, d_1(0)=0, d_2(0)=0, c(0)=0$. Ясно, что $d_1(t)=0.$ Переходим от (2) к системе (3) с начальными условиями $a(0)=0, b(0)=1, d_2(0)=0$.

$$\begin{cases} \dot{a}=-\frac{\gamma}{\hbar}a \quad -\frac{2g}{\hbar}d_2 \\ \dot{b}= \quad \frac{2g}{\hbar}d_2 \\ \dot{d}_2=\frac{g}{\hbar}a-\frac{g}{\hbar}b-\frac{\gamma}{2\hbar}d_2 \end{cases} \tag{3}$$

Матрица правой части этой системы имеет вид $A=\begin{pmatrix} -\frac{\gamma}{\hbar} & 0 & -\frac{2g}{\hbar} \\ 0 & 0 & \frac{2g}{\hbar} \\ \frac{g}{\hbar} & -\frac{g}{\hbar} & -\frac{\gamma}{2\hbar} \end{pmatrix}$.

Находим собственные значения: $\lambda_1 = -\frac{\gamma}{2\hbar}$; $\lambda_{2,3} = -\frac{\gamma}{2\hbar} \pm \frac{1}{2\hbar}\sqrt{\gamma^2 - 16g^2}$.

Далее решение распадается на 3 случая:

1. Комплексные собственные значения при $\gamma < 4g$. В этом случае они принимают вид $\lambda_1 = -\frac{\gamma}{2\hbar}$; $\lambda_{2,3} = -\frac{\gamma}{2\hbar} \pm \frac{i}{2\hbar}\sqrt{16g^2 - \gamma^2}$.

Решение задачи Коши при $\gamma < 4g$:

$$\begin{cases} a(t) = \dfrac{8g^2 e^{-\frac{\gamma t}{2\hbar}}}{16g^2 - \gamma^2}\left(1 - \cos\left(\dfrac{t\sqrt{16g^2 - \gamma^2}}{2\hbar}\right)\right) \\ b(t) = \dfrac{e^{-\frac{\gamma t}{2\hbar}}}{16g^2 - \gamma^2}\left(8g^2 - \left(\gamma^2 - 8g^2\right)\cos\left(\dfrac{t\sqrt{16g^2 - \gamma^2}}{2\hbar}\right) + \gamma\sqrt{16g^2 - \gamma^2}\sin\left(\dfrac{t\sqrt{16g^2 - \gamma^2}}{2\hbar}\right)\right) \\ c(t) = 1 - \dfrac{e^{-\frac{\gamma t}{2\hbar}}}{16g^2 - \gamma^2}\left(16g^2 - \gamma^2\cos\left(\dfrac{t\sqrt{16g^2 - \gamma^2}}{2\hbar}\right) + \gamma\sqrt{16g^2 - \gamma^2}\sin\left(\dfrac{t\sqrt{16g^2 - \gamma^2}}{2\hbar}\right)\right) \\ d_2(t) = \dfrac{2ge^{-\frac{\gamma t}{2\hbar}}}{16g^2 - \gamma^2}\left(-\gamma + \gamma\cos\left(\dfrac{t\sqrt{16g^2 - \gamma^2}}{2\hbar}\right) - \sqrt{16g^2 - \gamma^2}\sin\left(\dfrac{t\sqrt{16g^2 - \gamma^2}}{2\hbar}\right)\right) \\ d_1(t) = 0 \end{cases}$$

2. Кратные собственные значения (кратность 3) при $\gamma = 4g$. Тогда $\lambda_1 = \lambda_2 = \lambda_3 = -\frac{\gamma}{2\hbar}$.

Решение задачи Коши при $\gamma = 4g$ имеет вид:

$$a(t) = \frac{\gamma^2}{16\hbar^2}t^2 e^{-\frac{\gamma t}{2\hbar}},\ \ b(t) = \left(1 + \frac{\gamma}{4\hbar}t\right)^2 e^{-\frac{\gamma t}{2\hbar}},\ c(t) = 1 - \left(1 + \frac{\gamma}{2\hbar}t + \frac{\gamma^2}{8\hbar^2}t^2\right)e^{-\frac{\gamma t}{2\hbar}},$$

$$d_2(t) = -\frac{\gamma}{4\hbar}t\left(1 + \frac{\gamma}{4\hbar}t\right)e^{-\frac{\gamma t}{2\hbar}}$$

3. Действительные некратные собственные значения при $\gamma > 4g$. Здесь $\lambda_1 = -\frac{\gamma}{2\hbar}$; $\lambda_{2,3} = -\frac{\gamma}{2\hbar} \pm \frac{1}{2\hbar}\sqrt{\gamma^2 - 16g^2}$. Решение задачи Коши при $\gamma > 4g$:

$$
\begin{cases}
a(t)=\dfrac{4g^2}{\gamma^2-16g^2}e^{-\frac{\gamma t}{2\hbar}}\left(-2+e^{\frac{t\sqrt{\gamma^2-16g^2}}{2\hbar}}+e^{-\frac{t\sqrt{\gamma^2-16g^2}}{2\hbar}}\right)\\
b(t)=\dfrac{1}{4\left(\gamma^2-16g^2\right)}e^{-\frac{\gamma t}{2\hbar}}\left(-32g^2+\left(\gamma+\sqrt{\gamma^2-16g^2}\right)^2e^{\frac{t\sqrt{\gamma^2-16g^2}}{2\hbar}}+\left(\gamma-\sqrt{\gamma^2-16g^2}\right)^2e^{-\frac{t\sqrt{\gamma^2-16g^2}}{2\hbar}}\right)\\
c(t)=1+\dfrac{1}{2\left(\gamma^2-16g^2\right)}e^{-\frac{\gamma t}{2\hbar}}\left(32g^2-\left(\gamma+\sqrt{\gamma^2-16g^2}\right)\gamma e^{\frac{t\sqrt{\gamma^2-16g^2}}{2\hbar}}-\left(\gamma-\sqrt{\gamma^2-16g^2}\right)\gamma e^{-\frac{t\sqrt{\gamma^2-16g^2}}{2\hbar}}\right)\\
d_2(t)=\dfrac{g}{\gamma^2-16g^2}e^{-\frac{\gamma t}{2\hbar}}\left(2\gamma-\left(\gamma+\sqrt{\gamma^2-16g^2}\right)e^{\frac{t\sqrt{\gamma^2-16g^2}}{2\hbar}}-\left(\gamma-\sqrt{\gamma^2-16g^2}\right)e^{-\frac{t\sqrt{\gamma^2-16g^2}}{2\hbar}}\right)\\
d_1(t)=0
\end{cases}
$$

Аналитическое решение задачи получено.

Проводим численный эксперимент, чтобы показать поведение динамики населенности резонатора, динамики вероятности возбуждения атома и динамику населенности стока $a(t), b(t), c(t)$ при различных значениях параметров γ, g. Постоянную Дирака $\hbar$ для удобства везде приравняем к 1. Сначала рассмотрим решения всех наших систем при $0<\gamma<4g;\ \gamma=4g;\ \gamma>4g$ (при $\gamma=0$ происходят рабиевские осцилляции атома с фотоном, который не вылетает из стока). Берём $g=1$ и наблюдаем изменения графиков при различных γ: $0<\gamma<4g$ (рис.5-10); $\gamma=4g$ (рис.11); $\gamma>4g$ (рис.12-15). Графики построены при помощи Wolfram Mathematica 10.0.

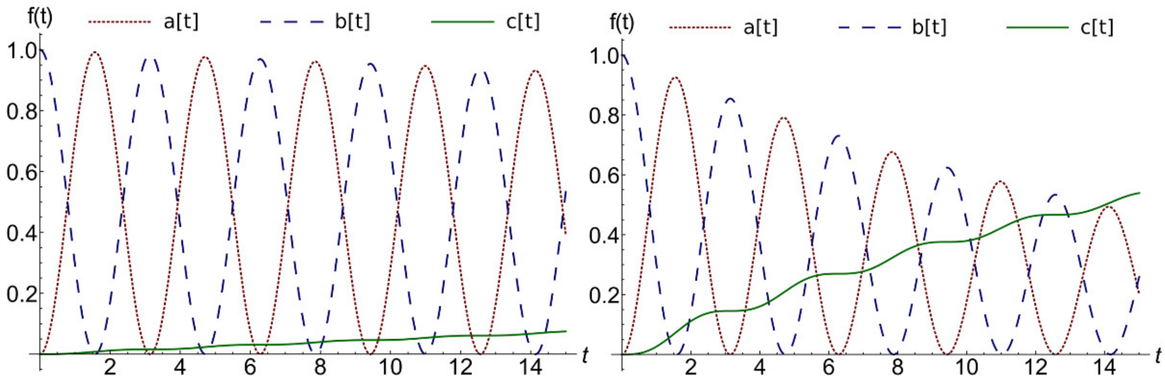


Рис. 5-6 Графики вероятностей при $\gamma=0{,}01,\ g=1$*;* $\gamma=0{,}1,\ g=1$

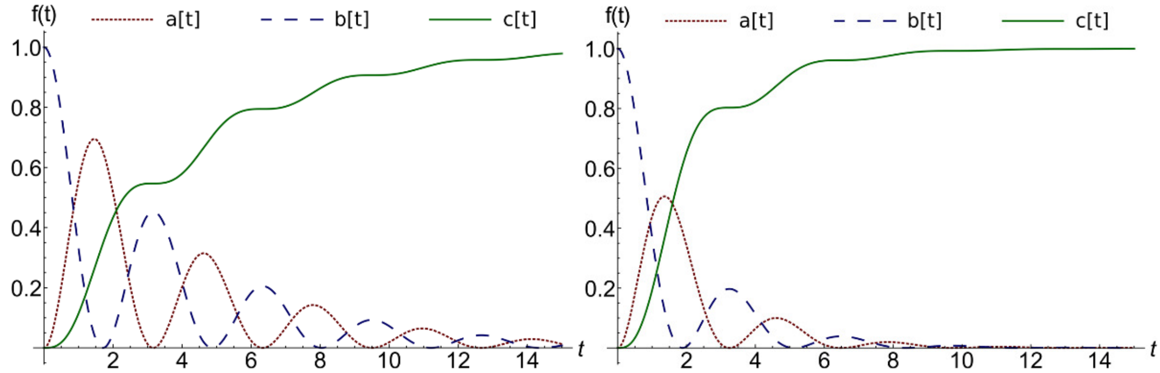


Рис. 7-8 Графики вероятностей при $\gamma = 0,5,\ g = 1$*;* $\gamma = 1,\ g = 1$

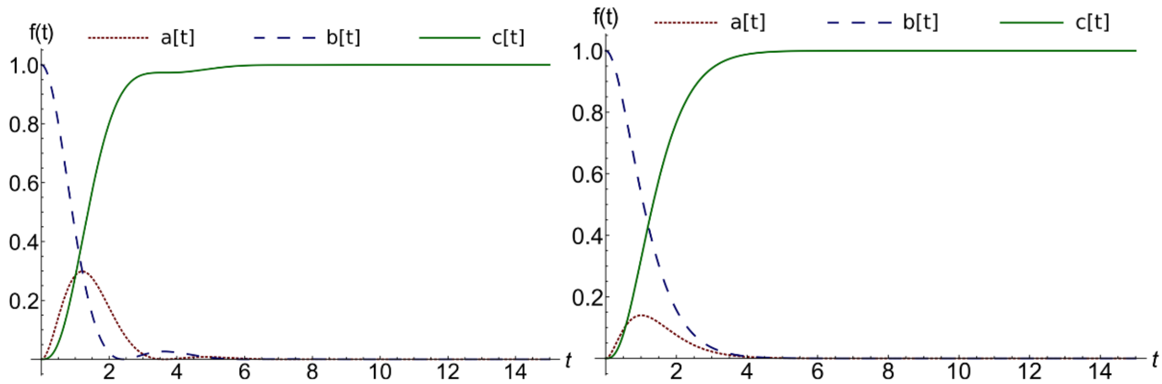


Рис. 9-10 Графики вероятностей при $\gamma = 2,\ g = 1$*;* $\gamma = 3,9,\ g = 1$

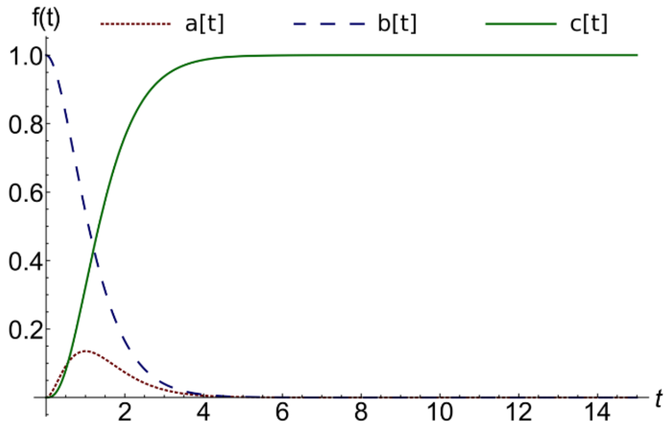


Рис. 11 Графики вероятностей при $\gamma = 4,\ g = 1$ *(случай кратных корней)*

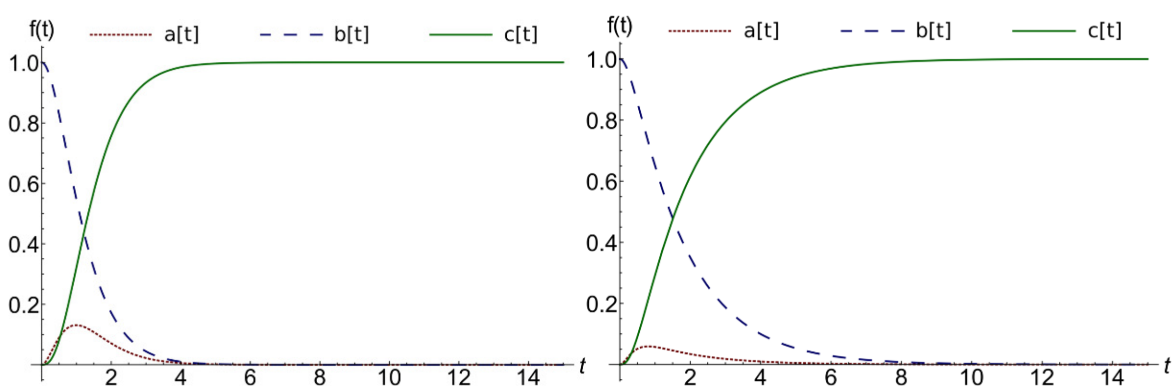


Рис. 12-13 Графики вероятностей при $\gamma = 4,1,\ g = 1$*;* $\gamma = 7,\ g = 1$

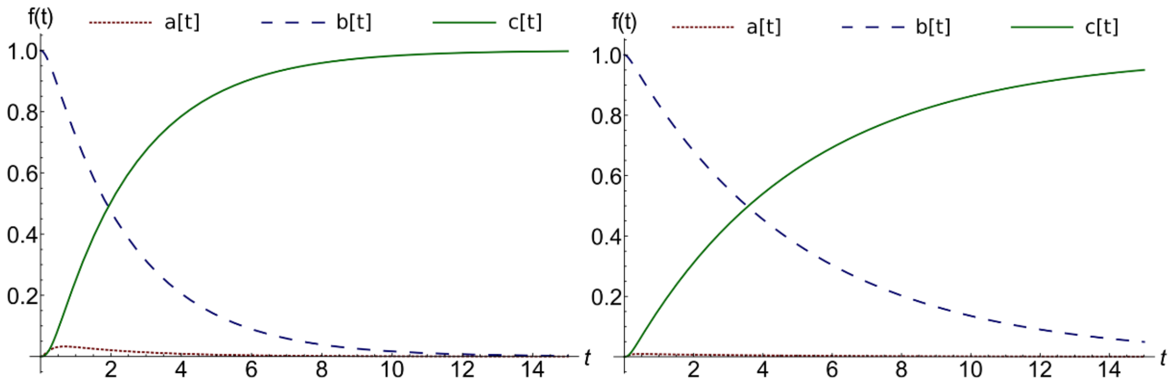


Рис. 14-15 Графики вероятностей при $\gamma = 10,\ g = 1;\ \gamma = 20,\ g = 1$

При $0 < \gamma < 4g$ и малых γ, после испускания атомом фотона, тот некоторое время находится в резонаторе (естественно, отражаясь многократно от его зеркал), затем вылетает, $a(t), b(t)$ представляют собой затухающие к 0 осцилляции (рис.5-8). С увеличением γ, количество осцилляций уменьшается (рис.9-10), фотон всё меньше находится в резонаторе после своего рождения. При $\gamma = 4g$ осцилляции прекращаются полностью (рис.11). При $\gamma > 4g$, вероятность возбуждения атома падает, вероятность нахождения в стоке растёт, причём после вылета фотон не задерживается в резонаторе (рис.12-13). С увеличением γ (рис.14-15), динамика вероятности перехода фотона из резонатора в сток становится более медленной. Данный эффект называется quantum bottleneck[5].

Теперь рассмотрим несколько графиков при постоянном $\gamma = 0{,}01$ и увеличении g (значение которого ограниченное из-за RWA-приближения).

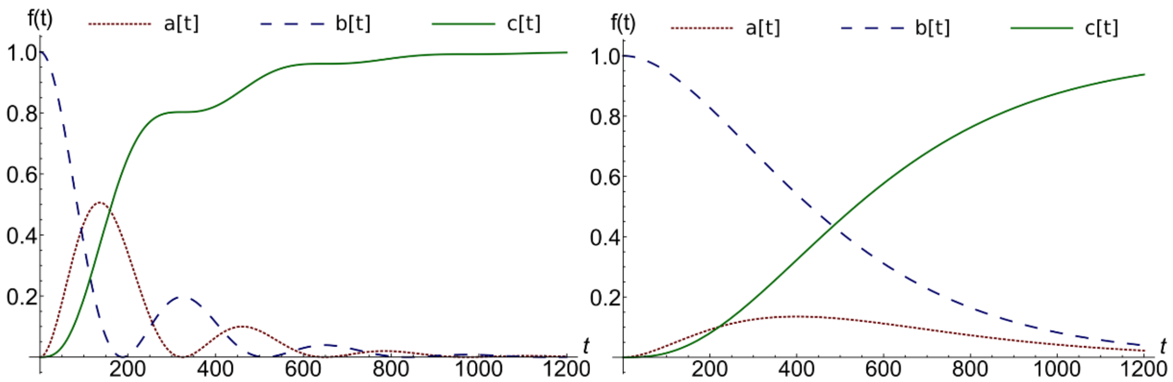
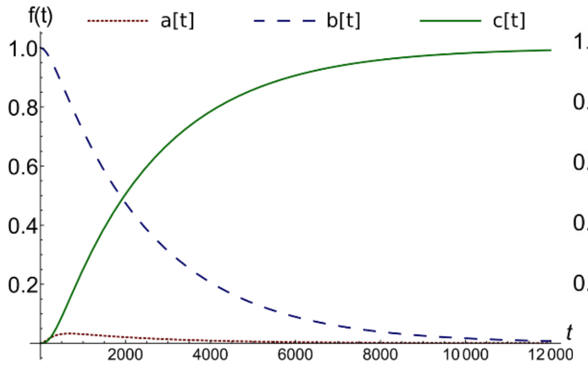


Рис. 16-17 Графики вероятностей при $\gamma = 0{,}01,\ g = 0{,}01;\ \gamma = 0{,}01,\ g = 0{,}0025$ *(кратные)*



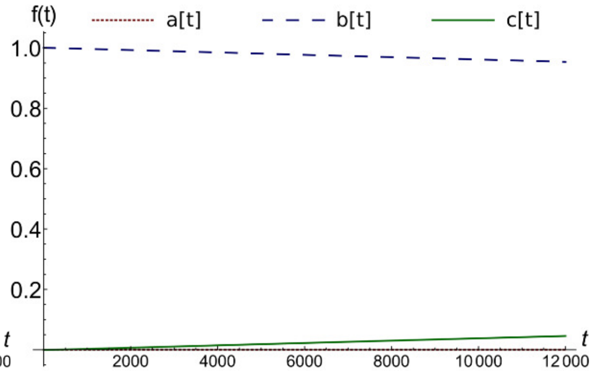


Рис. 18-19 Графики вероятностей при $\gamma = 0,01,\ g = 0,001;\ \gamma = 0,01,\ g = 0,0001$ *(масштаб по сравнению с рис.16-17 увеличен для удобства наблюдения динамики)*

При $\gamma \gg g$ (рис.18-19) заметно, что процесс вылета фотона из полости занимает чрезвычайно большое время, при уменьшении g. Это обусловлено тем, что энергия взаимодействия между атомом и фотоном крайне мала, атом в возбуждённом состоянии долгое время не может испустить фотон.

Заключение

Мы выяснили точный характер взаимодействия двухуровневого атома со светом в неидеальном резонаторе, допускающем вылет фотона, то есть в условиях декогерентности. Найденная нами особая точка в области значения параметров: сила взаимодействия атома со светом и интенсивность утечки фотона из резонатора, является границей разных типов динамики населенности основного состояния атома. Разный характер этой динамики можно, в принципе, проверить экспериментально. Такой эксперимент весьма дорог, так как стенки оптической полости делаются из сверхпроводящего материала и функционирует резонатор при температуре жидкого гелия. Разработанный нами метод позволяет предсказать квантовые эффекты этой простой системы, которые можно сравнить с опытными данными. Эта возможность ценна для разработки квантовых гейтов для ограниченных квантовых компьютеров на фотонных состояниях: одной из самых перспективных технологий квантовых вычислителей.

Литература

1. Викторова Н.Б., Ожигов Ю.И., Сковорода Н.А. Квантовые возрождения нерабиевского типа в модели Джейнса-Каммингса. Теоретическая и математическая физика. Москва. Наука. 2016. Том 189, N2, стр.312-320.

2. E.T. Jaynes, F.W.Cummings, «Comparison of quantum and semiclassical radiation theories with application to the beam maser».Proc. IEEE, 51:1 (1963), стр. 89-109.

3. Ожигов Ю.И., Сковорода Н.А. Проводимость атомных возбуждений в системе оптических полостей. Математическое моделирование, том 29, № 12, с. 123-134